

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 533.9.072

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОРТАТИВНОМ ГЕНЕРАТОРЕ НЕЙТРОНОВ С ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. А. П. Скрипник^а, Д. С. Степанов^а, К. И. Козловский^а, Э. Я. Школьников^а, *

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Россия

*E-mail: eyshkolnikov@mephi.ru

Поступила в редакцию 08.07.2022 г.

После доработки 08.07.2022 г.

Принята к публикации 11.07.2022 г.

Построенные цилиндрическая и сферическая модели лазерно-плазменного ионного источника портативного генератора нейтронов позволили провести анализ динамики ионных токов на основе их представления в виде взаимодействия парциальных и предельных токов и резко упростить численный алгоритм. Для выбранных параметров разрядного промежутка и лазера получены значения ионных токов на катоде. Проведено сравнение расчетных значений ионных токов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: портативный нейтронный генератор, лазерная плазма, ионы дейтерия, закон Чайлда–Ленгмюра, парциальный ток

DOI: 10.56304/S2079562922050499

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие науки и технологий убедительно свидетельствует о высокой степени востребованности портативных нейтронных генераторов, которые прочно заняли свое место в различных отраслях промышленности. В настоящее время наибольшее распространение получили портативные нейтронные генераторы на вакуумных (ВНТ) и газонаполненных (ГНТ) нейтронных трубках [1, 2], история которых насчитывает несколько десятилетий. Так, обладая относительно малыми габаритами и возможностью генерировать нейтронные потоки 10^6 – 10^7 нейтронов/импульс на $D(d,n)^3\text{He}$ реакции, они особенно прочно заняли лидирующие позиции в технологиях нефтегазодобычи [1].

Появившиеся в конце прошлого и начале нынешнего века новые и перспективные нейтронные технологии стимулировали исследования по разработке следующего поколения портативных нейтронных генераторов, в результате чего были созданы генераторы на ВЧ и СВЧ ионных источниках, на источнике Баярда–Альперта [3–5] и, наконец, на камерах плазменного фокуса [6]. Последние являются рекордсменами по интенсивности нейтронных потоков, достигающих 10^{11} – 10^{12} нейтронов/импульс на $T(d,n)^4\text{He}$ реакции. В то же время этот генератор достаточно условно можно отнести к классу портативных, к тому же он обладает очень малым ресурсом работы и малым значением рабочей частоты.

Дальнейшее развитие нейтронных технологий и лазерной техники, привлекло внимание исследователей к появившемуся еще в 70-х гг. прошлого века, но не получившему еще широкого распространения портативному нейтронному генератору на лазерно-плазменном диоде. Его потенциальные возможности по генерации нейтронов могут превосходить аналогичные величины других портативных нейтронных генераторов, в том числе и генераторов на камере плазменного фокуса, что и подтвердили ранее проведенные авторами [7] эксперименты на лазерно-плазменных диодах. Одна из причин этого заключается в возможности наработки весьма плотной плазмы в результате взаимодействия лазерного луча с плазмообразующей мишенью.

Ниже приведены результаты исследований физических процессов на основе разработанных моделей в портативном нейтронном генераторе на лазерно-плазменном диоде, направленных на разработку такой установки. Эти исследования стали основой для создания экспериментального стенда по отработке узлов и систем подобного нейтронного генератора.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ

На первом этапе исследования динамики плазменных потоков были разработаны упрощенные модели рассматриваемой установки. Целью этого являлось проведение анализа в целом без излиш-

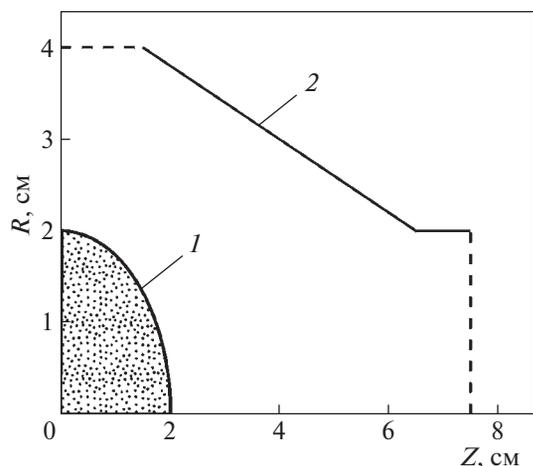


Рис. 1. Структура ионного источника с лазерной наработкой плазмы: 1 – плазменный факел (анод), 2 – катод (нейтронообразующая мишень).

ней детализации на основании качественных оценок. Это дало возможность выработки соответствующих условий для проведения в дальнейшем полномасштабных расчетов с применением кода типа KARAT [8], интерпретации результатов и проектирования экспериментальной установки.

На рис. 1 изображена структура ионного источника с лазерной наработкой плазмы, содержащая плазменный факел – подвижный анод, и нейтронообразующую мишень – катод. Ступенька высокого напряжения подается на катод.

На рис. 2 изображены две структуры цилиндрической и сферической геометрии, содержащие те же элементы. Эти структуры получены из исходной (рис. 1) трансформацией ее границ. Именно для этих структур будет проведен анализ динамики плазменных потоков, в соответствии с

которым можно будет судить об аналогичных характеристиках в исходной структуре. Введение подобных структур значительно упрощает реализацию численного алгоритма по сравнению со структурой на рис. 1.

Для определения параметров цилиндрической и сферической модели необходимо найти радиус катода в каждой из них. С этой целью может быть использован следующий прием. Сначала определяется поле в начале координат (где находится поверхность анода) исходной модели (рис. 1) в предположении, что плазменный факел отсутствует и все напряжение приложено к катоду. Затем определяются и приравниваются аналогичные поля в геометрии цилиндрической и сферической модели с полем в исходной геометрии.

Тогда соответствующие уравнения для определения радиусов катода выглядят следующим образом:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{z dz}{(z^2 + r^2)^{3/2} (z_2 - z_1) \cos \xi} = \frac{1}{R} \operatorname{arctg} \left(\frac{z_2 - z_1}{R \left(1 + \frac{z_1 z_2}{R^2} \right)} \right) \quad (1)$$

– для цилиндрической геометрии,

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{z dz}{(z^2 + r^2)^{3/2} (z_2 - z_1)} = \frac{2}{\pi R^2} \quad (2)$$

– для сферической геометрии.

В этих выражениях: z_1 и z_2 – продольные координаты границ исходной и цилиндрической геометрий, r – радиальная координата в исходной геометрии, R – искомый радиус неподвижного катода, ξ – угол наклона поверхности катода к оси z .

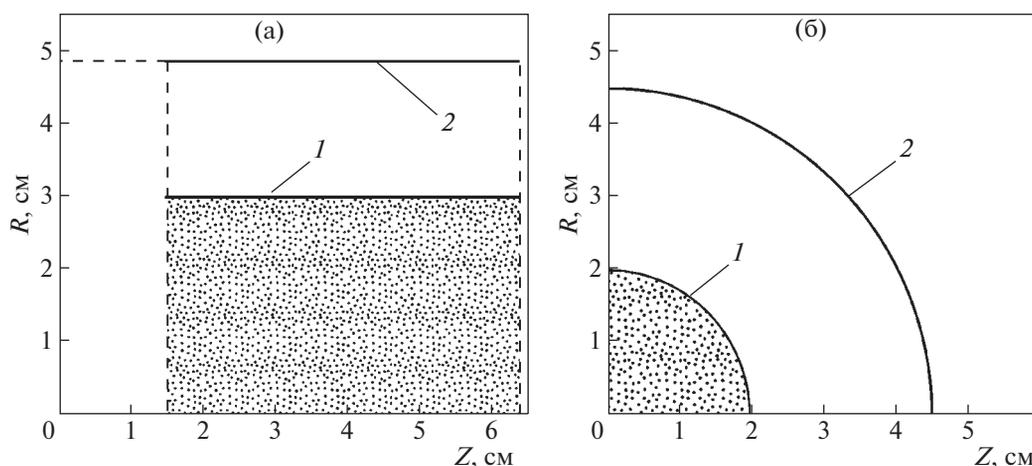


Рис. 2. Структура моделей: (а) цилиндрической, (б) сферической геометрии (1 – плазменный факел, 2 – катод (нейтронообразующая мишень)).

3. ДИНАМИКА ИОННЫХ ТОКОВ

В дальнейшем анализ физических процессов в разрядном промежутке будет происходить с помощью рассмотрения двух токов в диоде: парциального тока и предельного тока [9]. Под парциальным током будем понимать ток, характеризующий эмиссионную способность плазмы, т.е. максимальный ток данной компоненты, который может быть извлечен из нее. Так, плотность этого тока может быть выражена следующим образом:

$$j = enu, \quad (3)$$

где j – плотность тока, e – заряд одиночной частицы, n – концентрация извлекаемой компоненты плазмы, u – скорость расширения плазменного сгустка.

Второй ток, т. н. предельный ток, может быть найден из закона Чайлда–Ленгмюра [10, 11]. Введенные таким образом цилиндрическая и сферическая модели дают возможность эффективно провести анализ динамики плазменных потоков в разрядном промежутке лазерно-плазменного ионного диода. Помимо этого, эти модели позволяют получать аналитические выражения для введенных токов, что значительно упрощает реализацию численного алгоритма.

В самом деле, предельный ток может быть выражен следующим образом:

для цилиндрической модели:

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U^{3/2}}{r_{\text{пл}} R \beta^2} \quad (4)$$

для сферической модели:

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U^{3/2}}{r_{\text{пл}}^2 \alpha^2}, \quad (5)$$

где U – напряжение на плазмобразующем электроде, α и β – некоторые геометрические параметры [10, 11].

Что же касается парциального тока, то с этой же целью рассмотрим уменьшение числа ионов в плазменном сгустке, которое можно описать следующим образом:

$$N = N_0 - \frac{1}{e} \int_{t_0}^t I_{\text{пред}} dt, \quad (6)$$

где t_0 – время включения напряжения на диоде (считается, что форма напряжения – идеальная ступенька). Второй член в выражении (6) соответствует числу ионов, осевших на катоде к моменту времени t . Используя выражение для плотности тока (3) и подставляя его в (6) получим:

$$I_{\text{парц}} = \frac{euS_{\text{пл}}}{V_{\text{пл}}} \left(N_0 - \frac{1}{e} \int_{t_0}^t I_{\text{пред}} dt \right). \quad (7)$$

Подставляя выражения для площади эмитирующей поверхности плазмы $S_{\text{пл}}$ и ее объема $V_{\text{пл}}$ получим:

Для цилиндрической модели:

$$I_{\text{парц}} = \frac{2euN_0}{r_{\text{пл}}} - \frac{2}{r_{\text{пл}}} \int_{r_{\text{пл}0}}^{r_{\text{пл}}} I_{\text{пред}} dt. \quad (8)$$

Для сферической модели:

$$I_{\text{парц}} = \frac{3euN_0}{r_{\text{пл}}} - \frac{3}{r_{\text{пл}}} \int_{r_{\text{пл}0}}^{r_{\text{пл}}} I_{\text{пред}} dt. \quad (9)$$

Полученные выражения позволяют составить расчетный алгоритм по определению ионного тока в лазерно-плазменном источнике ионов. Он включает в себя формулировку исходных данных и условий задачи, в том числе начальное число ионов в плазменном сгустке, радиус катода, начальный радиус плазмы. Рассчитываются предельные и парциальные (с учетом уменьшения концентрации плазмы в сгустке по мере извлечения из него ионов) токи в зависимости от радиуса плазменного сгустка. Для получения зависимости тока от времени, для каждой посчитанной величины предельного и парциального токов, вычисляется время, при котором эти величины достигаются.

$$t = \frac{r_{\text{пл}} - r_{\text{пл}0}}{u}. \quad (10)$$

На рис. 3 изображены зависимости ионных токов от радиуса плазменной границы диода. Т.к. плазменная граница является подвижной, то любая координата $r_{\text{пл}}$ соответствует определенному моменту времени, когда эта координата достигается. Исходные данные, соответствующие данным рис. 3 следующие: длина цилиндра для цилиндрической модели $L = 4.8$ см, а радиус катода $R = 4.9$ см; для сферической модели $R = 4.5$ см. Число частиц в плазме, образованной лазерным излучением, составляет $4 \cdot 10^{14}$, начальный радиус и скорость разлета плазмы 1.5 см и 100 км/с соответственно. При этом рассматривается только дейтронная компонента плазмы и не учитывается ток вторичной ионно-электронной эмиссии. Напряжение на катоде (нейтронообразующей мишени) $U = -450$ кВ.

Как следует из рис. 3 в начальной стадии разряда, т.е. при малых $r_{\text{пл}}$ парциальный ток максимален, т.к. большая часть ионов все еще находится в плазменном сгустке. Напротив, предельный ток для этой области минимален, что обусловлено геометрической конфигурацией разрядного промежутка (малостью $r_{\text{пл}}$). По мере расширения плазмы и оседания ионов на катоде, происходит уменьшение парциального тока, и увеличение предельного. Наконец, из-за обеднения плазмы ток в диоде оказывается ограничен парциальным током.

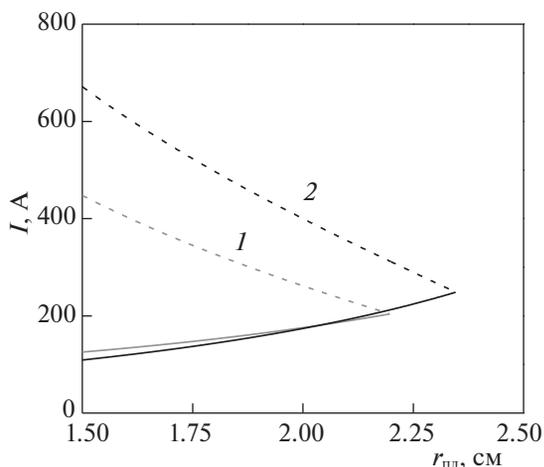


Рис. 3. График зависимости предельного (сплошная линия) и парциального (пунктирная линия) токов от радиуса плазменной границы в моделях: 1 – цилиндрической, 2 – сферической.

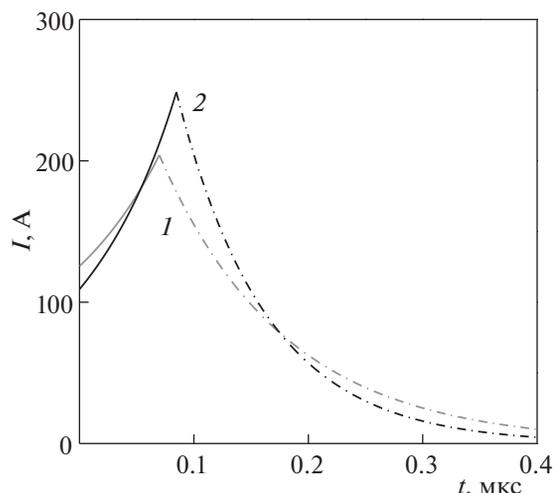


Рис. 4. Зависимость ионного тока на катод от времени для диода цилиндрической (1) и сферической (2) геометрий (штрихпунктирная линия – ток спада).

В результате, все ионы с поверхности плазменного сгустка оказываются ускоренными в зазоре, и распространение плазмы как единого целого прекращается (в рамках используемой модели).

Введем в рассмотрение радиус плазменного сгустка $r_{кр}$, начиная с которого дальнейшего изменения $r_{пл}$ не происходит, а парциальный ток становится равен предельному.

Для расчета токов ионов на катод после $t > t_{кр}$ (времени, соответствующего достижению плазмой $r_{кр}$) с помощью рассмотренных моделей предполагается остановка плазменной границы при $t = t_{кр}$, при сохранении инжекции ионов из нее. Таким образом, расчет разделится на два этапа. Длительность первого составляет $[t_0, t_{кр}]$, в конце которого ионный ток сравнивается с парциальным и достигает максимума. На втором этапе (начиная с $t_{кр}$) происходит спад ионного тока, и его значения определяются с помощью выражений:

Для цилиндрической модели:

$$I_{сп} = I_{кр} \exp \left[-2 \frac{u}{r_{пл}} (t - t_{кр}) \right]. \quad (11)$$

Для сферической модели:

$$I_{сп} = I_{кр} \exp \left[-3 \frac{u}{r_{пл}} (t - t_{кр}) \right], \quad (12)$$

где $I_{сп}$ – ток спада, который представляет собой ионный ток в промежутке времени после $t_{кр}$, $I_{кр}$ – предельный ток при $t = t_{кр}$.

Как иллюстрация этого на рис. 4 изображены зависимости ионного тока на катод от времени. Для указанных выше данных максимальные токи достигают 205 и 250 А для цилиндрической и сферической моделей соответственно.

На рис. 5 изображены зависимости ионных токов от числа частиц в плазме, наработанной лазерным излучением. Эмпирическая зависимость (13) числа ионов от энергии лазера для мишени из дейтерированного титана приведена в работе [7]:

$$N = 2 \cdot 10^{15} S_d W, \quad (13)$$

где W – энергия лазерного импульса, Дж, S_d – стехиометрический коэффициент насыщения титановой мишени дейтерием ($S_d = 1.4$). Данные на рис. 5 получены с помощью цилиндрической модели.

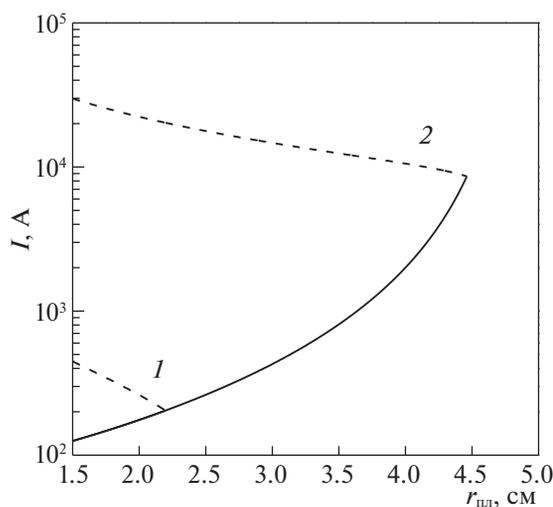


Рис. 5. Ионные токи в диоде (сплошная линия – предельный ток, пунктирная линия – парциальный ток) при различной энергии лазера: 1 – 0.075 Дж, 2 – 5 Дж (цилиндрическая геометрия).

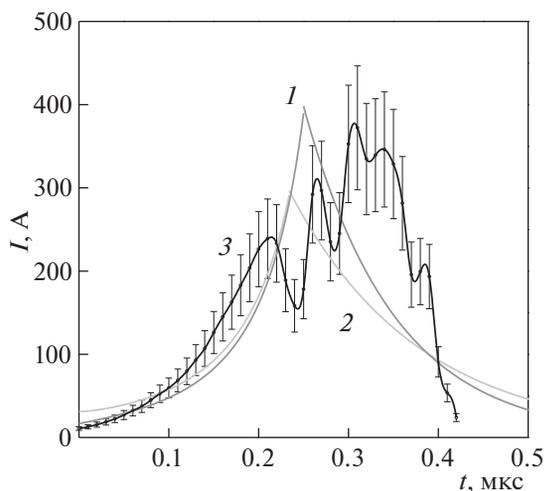


Рис. 6. Зависимость ионного тока на катод от времени, полученная с помощью сферической (1) и цилиндрической (2) модели и восстановленная по экспериментальным данным (3).

При увеличении энергии лазера растет начальное число частиц в плазме, парциальный ток и величина критического радиуса, до которой плазма может безостановочно расширяться. При этом по мере приближения плазменной границы к катоду, возрастает предельный ток, что вместе с увеличивающейся эмиссионной способностью плазмы позволяет получить больший ток на катод. Вместе с тем, этому может помешать снижение электрической прочности промежутка.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Авторами статьи была собрана экспериментальная установка [12], предназначенная для исследования физических процессов в нейтронном генераторе с лазерным источником плазмы. Эта установка имела следующие параметры: энергия лазерного импульса — 0.25 Дж, длительность лазерного импульса — 7 нс, ускоряющее напряжение — 230 кВ, энергия, запасенная в ГИН — 300 Дж. Конфигурация ускоряющего промежутка примерно соответствует рис. 1. В результате проведенных экспериментов были получены осциллограммы тока, протекающего через ускоряющий промежуток, напряжения на промежутке, формы нейтронного импульса, и величины полного нейтронного потока. Исходя из зависимости нейтронного выхода от энергии падающих ионов, формы импульсов ускоряющего напряжения и нейтронного потока, был получен импульс тока дейтронов на нейтронообразующей мишени. Необходимость в восстановлении дейтронного тока по форме нейтронного импульса возникла из-за отсутствия возможности отделить дейтронный ток

от тока ионов материала подложки на осциллограмме суммарного тока через разрядный промежуток. На рис. 6 показан восстановленный ток дейтронов вместе с токами в цилиндрической и сферической геометриях, рассчитанных при параметрах, примерно соответствующих экспериментальной установке.

Проведенные измерения ионных токов на экспериментальной установке, показали удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных данных, полученных с помощью разработанных цилиндрической и сферической моделей. Различие расчетных и экспериментальных импульсов тока может быть вызвано неоднородностью расширения плазмы в разрядном промежутке, что может приводить к различию в распределении электрического поля в эксперименте и в упрощенных моделях. Помимо этого, магнитное поле в разрядном промежутке экспериментальной установки, служащее для устранения обратных потоков вторично-эмиссионных электронов, может приводить к увеличению длительности токового импульса за счет замедления расширения плазмы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представление ионного тока в лазерно-плазменном диоде в виде взаимодействующих парциального и предельного токов оказалось эффективным для анализа плазменных потоков в диоде. Сравнение зависимостей дейтронных токов от времени, рассчитанных с помощью упрощенных моделей, с дейтронным током, полученным из экспериментальных данных, свидетельствует об адекватности рассмотренных моделей. Создание цилиндрической и сферической моделей дает возможность разработки численной модели на основе кода KARAT для детального изучения динамики плазменных потоков. Описание используемой в экспериментальной части исследования установки авторы планируют опубликовать позднее.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00508, <https://rscf.ru/project/22-29-00508/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Bitulev A.A. et al.* // Adv. Appl. Phys. 2014. V. 2 (3). P. 303–310.
2. *Syromukov S.V. et al.* // Atomic Energy. 2015. V. 119 (1). P. 68–71.
3. *Ludewigt B.A., Wells R.P., Reijonen J.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2007. V. 261 (1–2). P. 830–834.
4. *Vainionpaa J.H. et al.* // Phys. Proc. 2014. V. 60. P. 203–211.

5. Гришняев Е.С. Генератор быстрых нейтронов для калибровки детекторов слабо взаимодействующих частиц. Дис. к. ф.-м. н. 01.04.01. 2016. Новосибирск.
6. Mikhailov Y.V., Lemeshko B.D., Prokuratov I.A. // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45 (4). P. 334.
7. Shikanov A.E., Vovchenko E.D., Kozlovskii K.I. // At. Energy. 2016. V. 119 (4). P. 258.
8. Тараканов В.П. Теоретический и численный анализ нелинейных задач физики плазмы посредством кода КАРАТ. Дис. д. ф.-м. н. 01.04.08. 2011. Москва.
9. Agafonov A.V. et al. // High Temp. 2017. V. 55 (5). P. 672.
10. Neira E., Vega F. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24 (5). P. 052117.
11. Torres-Cordoba R., Martinez-Garcia E. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24 (10). P. 103113.
12. Скрипник А.П. // Труды VIII Международной конференции "Лазерные, плазменные исследования и технологии". ЛАПЛАЗ-2022. 2022. С. 179.

Physical Processes in a Portable Neutron Generator with a Laser Plasma Source

A. P. Skripnik¹, D. S. Stepanov¹, K. I. Kozlovsky¹, and E. Y. Shkolnikov¹, *

¹National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: eyshkolnikov@mephi.ru

Received July 08, 2022; revised July 08, 2022; accepted July 11, 2022

Abstract—The constructed cylindrical and spherical models of a laser-plasma ion source of a portable neutron generator made it possible to analyze the dynamics of ion currents based on their representation in the form of the interaction of partial and limiting currents and to greatly simplify the numerical algorithm. For the selected parameters of the discharge gap and the laser, the values of ion currents at the cathode are obtained. The calculated values of ion currents are compared with experimental data.

Keywords: portable neutron generator, laser plasma, deuterium ions, Child–Langmuir law, partial current